

Энергетика

УДК 621.396.6

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫМИ МЕТОДАМИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац

Томский политехнический университет

E-mail: Katz@tpu.ru

Проведен теоретический анализ погрешностей экспериментов по определению теплофизических характеристик материалов импульсными методами. Численно решена задача о нестационарном температурном поле образца материала при воздействии теплового импульса малой временной протяженности с учетом охлаждения нагреваемой и «холодной» поверхностей. Показано влияние конвективного и лучистого теплообмена на результаты определения теплофизических характеристик импульсными методами.

Ключевые слова:

Математическое моделирование, разностные методы, теплофизические свойства материалов.

Введение

Развитие многих отраслей промышленности требует не только известных материалов с заданными физико-химическими свойствами, но и создания и применения новых конструкционных, электроизоляционных, тепло- и хладостойких материалов, обладающих по сравнению с известными более высокими эксплуатационными характеристиками [1–4].

Поскольку одним из основных показателей качества большинства синтезируемых новых конструкционных, электроизоляционных, строительных и теплозащитных материалов являются их теплофизические характеристики (ТФХ), то для достоверного определения этих параметров постоянно разрабатываются новые методы определения ТФХ материалов [5–7].

Таковыми являются и импульсные методы, позволяющие определять коэффициенты температуропроводности и теплопроводности, а также теплоемкость материала за короткий промежуток времени с минимальными затратами временных и материальных ресурсов [8–12]. Наиболее простым по реализации и, соответственно, привлекательным является метод лазерного импульса [8–12], сущность которого состоит в поглощении в тонком слое фронтальной («горячей») поверхности образца импульса лучистой энергии и регистрации изме-

нения во времени температуры его обратной («холодной») поверхности. Полученная по итогам экспериментов информация позволяет рассчитать температуропроводность, теплоемкость и теплопроводность исследуемого материала с использованием выражений:

$$a = 1,37 l^2 / (\pi^2 \tau_{0,5}); \quad (1)$$

$$c = Q / (T_{\max} \rho l); \quad (2)$$

$$\lambda = a c \rho, \quad (3)$$

где l – толщина образца, м; ρ – плотность материала, кг/м³; a – температуропроводность, м²/с; $\tau_{0,5}$ – время достижения половины максимальной температуры «холодной» поверхности образца, с; c – удельная теплоемкость образца, Дж/(кг·К); Q – энергия, поглощенная образцом, Вт/м²; T_{\max} – максимальная температура «холодной» поверхности образца, К; λ – теплопроводность, Вт/(м·К).

Несмотря на актуальность проблемы до настоящего времени не проведена оценка масштабов погрешностей методов [8–12] определения ТФХ материалов, связанных с предположением о неограниченной величине теплового потока лазерного излучения к нагреваемой поверхности и ограничениями условий теплообмена на «горячей» и «холодной» границах образца.

Целью данной работы является анализ погрешности определения ТФХ материалов с применени-

ем импульсных методов [8–12]. Для этого решена численно одномерная задача о нестационарном температурном поле бесконечной пластины при воздействии на ее поверхность теплового импульса малой временной протяженности при конвективном и лучистом теплообмене на «горячей» и «холодной» границах.

Постановка задачи

Область решения задачи представляет бесконечную пластину (рис. 1), граница $x=0$ которой нагревается мощным импульсом энергии q . Учитывается теплообмен q_t с окружающей средой за счет конвекции и излучения. Задача сводится к решению нестационарного уравнения теплопроводности (4) с граничными (5, 6) и начальными условиями (7):

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$x = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q + \alpha \cdot (T_e - T) + \varepsilon \cdot \sigma ((T_e)^4 - T^4), \quad t > 0, \quad \alpha > 0, \quad (5)$$

$$x = l; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \cdot (T_e - T) + \varepsilon \cdot \sigma ((T_e)^4 - T^4), \quad t > 0, \quad \alpha > 0, \quad (6)$$

$$t = 0; \quad T = T_0, \quad (7)$$

где T – температура; T_0 – начальная температура; T_e – температура внешней среды; t – время; α – коэффициент конвективного теплообмена; ε – приведенная степень черноты; σ – постоянная Стефана-Больцмана.

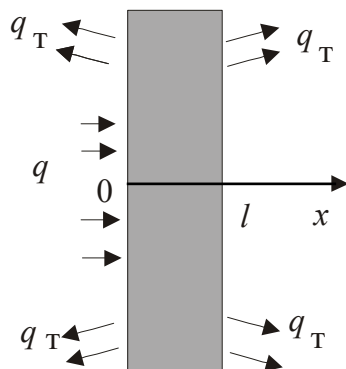


Рис. 1. Схема задачи

Особенностью решаемой задачи является высокое значение теплового потока q в граничном условии (5) и нелинейность граничных условий (5), (6).

При реализации всех известных модификаций импульсных методов [5–12] значение теплового потока принимается бесконечно большим. При проведении реальных экспериментов достижение условия $q=\infty$ невозможно. Поэтому при решении задачи (4)–(7) принималось, что тепловой поток к поверхности образца исследуемого материала соот-

ветствовал значениям, достигаемым при использовании современных оптических квантовых генераторов, $10^7 \dots 10^8$ Вт/м² [16]. В этом случае для решения задачи (4)–(7) достаточно трудно выбрать численные методы, обеспечивающие получение достоверных результатов при очень высоких градиентах температуры и темпах нагрева (до 10^6 К/с) [13].

Метод решения

Для решения системы уравнений (4)–(7) использован метод конечных разностей [13]. Разностные аналоги дифференциального уравнения и краевые условия решены методом прогонки с использованием неявной итерационной четырехточечной разностной схемы [13, 15].

Результаты и обсуждение

Метод лазерного импульса [8–12] предполагает отсутствие теплообмена с поверхности образца, что невозможно обеспечить в реальных условиях. При проведении эксперимента типичным является конвективный теплообмен в режиме свободной конвекции (коэффициент теплообмена $\alpha=5 \dots 25$ Вт/(м²·К) [14]). Также возможен и теплообмен излучением, интенсивность которого зависит от вида исследуемого материала и температуры его поверхности.

Численный анализ температурных полей проводился на примере стали 1Х18Н9Т с теплофизическими характеристиками: $\lambda=20$ Вт/(м·К), $c=551$ Дж/(кг·К), $\rho=7894$ кг/м³ при начальной температуре образца $T_0=293$ К. Величина теплового потока в импульсе составила $q=4,25 \cdot 10^7$ Вт/м² [16]. Температура внешней среды $T_e=273$ К, толщина образца $l=10^{-3}$ м. Использовалась разностная сетка с шагами по времени до $\tau=1,5 \cdot 10^{-6}$ с и по пространству до $h=2 \cdot 10^{-6}$ м с погрешностью по балансу энергии не более 0,25 %.

Для подтверждения достоверности результатов численного моделирования произведен расчет температурного поля образца на примере стали 1Х18Н9Т при отсутствии теплообмена с поверхностью. В [17] приведены экспериментальные данные для образца стали 1Х18Н9Т с вышеприведенными характеристиками. Разница расчетных и экспериментальных значений удельной теплоемкости составляет около 0,3 %, что подтверждает достоверность результатов численного моделирования.

На рис. 2 приведены типичные результаты численного моделирования для стальной пластины в виде распределения $T(x)$ для момента времени 0,3 с учетом конвективного теплоотвода на «горячей» и «холодной» поверхностях. Для сравнения на рис. 2 показано распределение $T(x)$ при отсутствии теплообмена с внешней средой. Как видно из рис. 2, с увеличением коэффициента конвективного теплообмена, как и следовало ожидать, наблюдается уменьшение значения максимальной температуры «холодной» поверхности образца.

На рис. 3 приведена зависимость погрешности δ определения удельной теплоемкости по формуле (2)

от величины коэффициента конвективного теплообмена. Видно, что с увеличением интенсивности естественной конвекции величина погрешности возрастает и достигает 1,1 % при значении коэффициента конвективного теплообмена 20 Вт/(м²·К).

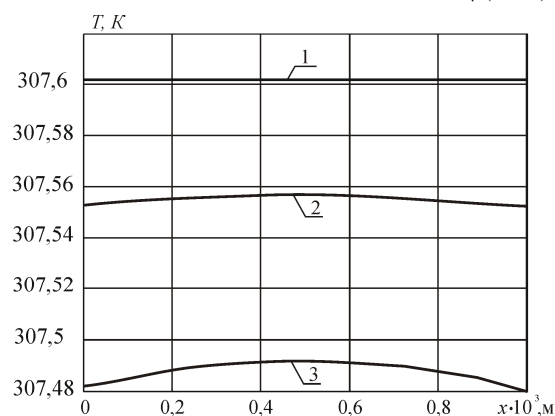


Рис. 2. Распределение $T(x)$, $t=0,3$ с, при α , Вт/(м²·К): 1) 0; 2) 10; 3) 25

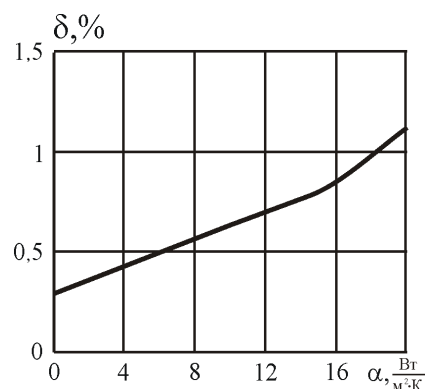


Рис. 3. Зависимость погрешности определения удельной теплоемкости δ от коэффициента конвективного теплообмена α

Влияние лучистого теплообмена на распределение $T(x)$ иллюстрируется рис. 4.

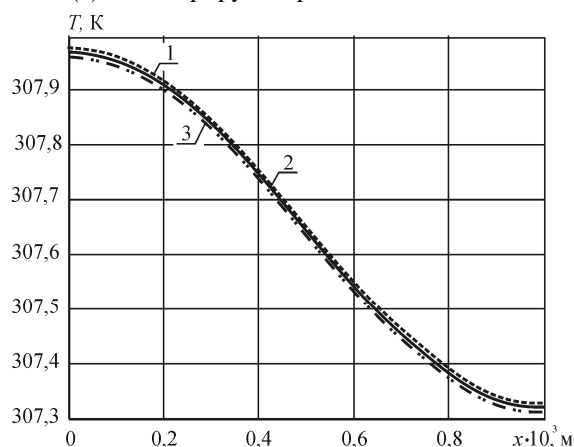


Рис. 4. Влияние степени черноты ε на распределение $T(x)$, $t=0,1$ с: 1) $\varepsilon=0$, 2) $\varepsilon=0,3$, 3) $\varepsilon=0,5$

С увеличением степени черноты температура «горячей» и «холодной» поверхности уменьшается,

что приводит к росту погрешности определения удельной теплоемкости, ур. (2), (рис. 5) и теплопроводности, ур. (1), рис. 6.

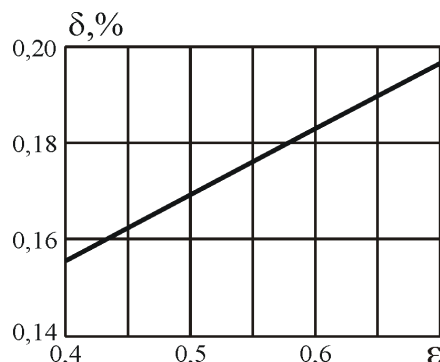


Рис. 5. Зависимость погрешности определения удельной теплоемкости δ от степени черноты ε

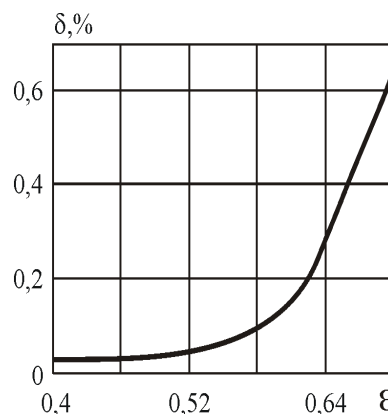


Рис. 6. Зависимость погрешности определения коэффициента теплопроводности δ от степени черноты ε

Анализ, результаты которого приведены выше, выполнен при умеренных значениях температур и коэффициентов теплообмена. В реальных условиях при локальном разогреве поверхности стали до 1000 К и более, при использовании более мощного источника нагрева, интенсивность естественной конвекции и излучения в окрестности зоны нагрева может быть существенно выше, что приведет к увеличению погрешности определения ТФХ материала.

Заключение

1. Численно решена задача о нестационарном температурном поле образца материала при воздействии теплового импульса малой временной протяженности с учетом охлаждения нагреваемой и «холодной» поверхностей.
2. По результатам численного решения задачи теплопроводности проведен теоретический анализ погрешностей экспериментов импульсными методами по определению теплофизических характеристик материалов, который показал влияние конвективного и лучистого теплообмена на результаты определения теплофизических характеристик импульсным методом с увеличением теплообмена на поверхностях образца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фистуль В.И. Новые материалы (состояние, проблемы, перспективы). – М.: МИСиС, 1995. – 141 с.
2. Батаев А.А. Композиционные материалы: строение, получение, применение. – М.: Логос, 2006. – 398 с.
3. Валиев Р.З. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. – М.: Логос, 2000. – 272 с.
4. Болтон У. Конструкционные материалы: металлы, сплавы, полимеры, керамика, композиты: пер. с англ. 2-е изд. – М.: Додека-XXI, 2007. – 320 с.
5. Пономарев С.В., Мищенко С.В., Дивин А.Г. Теоретические и практические аспекты теплофизических измерений. В 2 кн. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2006. – Кн. 1. – 206 с.; Кн. 2. – 236 с.
6. Чернышева Т.И., Чернышев В.Н. Методы и средства неразрушающего контроля теплофизических свойств материалов. – М.: Машиностроение, 2001. – 240 с.
7. Фокин В.М., Чернышев В.Н. Неразрушающий контроль теплофизических характеристик строительных материалов. – М.: Машиностроение, 2004. – 276 с.
8. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P. et al. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. of Appl. Physics. – 1961. – V. 32. – № 9. – P. 1675–1684.
9. Варламов Г.Б., Дешко В.И., Карвацкий А.Я. Модификационный метод мгновенного источника для определения коэффициента температуропроводности // Промышленная теплотехника. – 1987. – Т. 9. – № 3. – С. 80–83.
10. Медведев В.В. Импульсный тепловой метод определения теплофизических характеристик конструкционных материалов ядерных реакторов // Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности (производство, наука, образование): Труды Междунар. научно-практ. конф. – Томск, 2004. – С. 149.
11. Пат. 2184952 РФ. МПК⁶ G01N 25/18. Способ неразрушающего контроля теплофизических характеристик материалов / И.Н. Ищук, Т.А. Фесенко, В.В. Обухов. Заявлено 17.07.2000; Оpubл. 10.07.2002, Бюл. № 5. – 3 с.
12. Каспаров К.Н. Исследование динамики температуры при импульсном нагреве методом фотоэмиссионной пирометрии // Измерительная техника. – 2006. – № 9. – С. 34–36.
13. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1983. – 616 с.
14. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейдлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.
15. Коздоба Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. – М.: Наука, 1975. – 227 с.
16. Технологические лазеры. Справочник в 2-х т. / Под ред. Г.А. Абилюсинова. – М.: Машиностроение, 1991. – Т. 1. – 431 с.
17. Андрианов А.Н., Баранов В.Г., Годин Ю.Г. и др. Автоматизированная установка «Квант-Б» для измерения теплофизических свойств реакторных материалов // Труды VII Российской конф. по реакторному материаловедению. – Димитровград, 2003. – С. 87–93.

Поступила 22.10.2008 г.

УДК 621.643.001:536.2

АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ТЕПЛОТРУБОПРОВОДОВ В УСЛОВИЯХ УВЛАЖНЕНИЯ ИЗОЛЯЦИИ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ ВЛАГИ

Г.В. Кузнецов, В.Ю. Половников

Томский политехнический университет

E-mail: polov@tpu.ru

Проведено численное исследование тепломассопереноса во влагонасыщенной тепловой изоляции теплотрубопровода с учетом испарения влаги в пористой структуре теплоизоляционного материала. Установлено, что учет процесса испарения позволяет существенно уточнить величину тепловых потерь теплотрубопроводов в условиях затопления каналов тепловых сетей.

Ключевые слова:

Математическое моделирование, теплотрубопровод, испарение, фазовые переходы, фильтрация.

Введение

Транспортные тепловые потери являются важным показателем работы теплопроводов, характеризующим эффективность расходования энергетических ресурсов. Достоверность и точность определения транспортных потерь тепла в сетях теплоснабжения чрезвычайно важны, так как в последнее время отмечаются их многочисленные некачественные, существенно завышенные оценки [1] – до 40 % всего транспортируемого тепла, а по некоторым данным они в 5...9 раз превышают нормативные [1].

Целью данной работы является математическое моделирование тепловых режимов и численный ана-

лиз тепловых потерь теплотрубопроводов в условиях затопления каналов тепловых сетей с учетом процесса испарения влаги в слое тепловой изоляции.

Постановка задачи

Рассматривается теплотрубопровод, окруженный со всех сторон водой. Предполагается, что вода, проникая в пористую структуру тепловой изоляции, формирует подвижную границу, на которой происходит испарение влаги, а образовавшийся пар, вследствие роста давления, фильтруется в направлении к внутренней поверхности тепловой изоляции трубопровода.